

渦法による浮体構造物の非線形波浪中挙動解析手法  
の開発  
(概要版)

2015年3月

大窪 慈生

## 1. 序論

海洋資源の取得や海洋空間の利用等，また，洋上風力発電，波力発電，海洋温度差発電等の海洋エネルギーの有効利用を目的とした様々な浮体構造物が提案されている．このような浮体構造物の安全性確保のために，浮体構造物にフィン等の付加物を設置して，浮体の動揺エネルギーをフィン周りの渦エネルギーに変換することにより，浮体の動揺を低減する方法が考えられる（Fig.1）．このような浮体構造物の最適設計には，フィン等の付加物による浮体構造物の動揺低減効果を精度よく評価できる計算手法の開発が必要である．

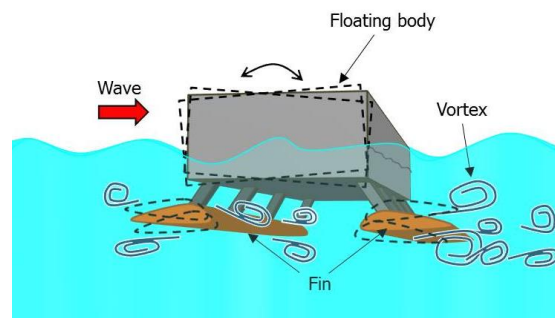


Fig.1 Floating body with fins

また，可動物体型や振動水柱型の波力発電装置の設計では，物体の運動や振動水柱の固有周期を海域での卓越波の周期に一致させることにより発電量の向上が図られる．このような装置の設計においては，入射波と共振状態の浮体運動や振動水柱の挙動を精度よく推定する計算手法の開発が求められる．従来の浮体構造物では，浮体運動の固有周期を卓越波の波周期に一致させないように設計されるため，共振点での挙動の再現は波力発電装置特有の課題である

以上のようなフィン等の付加物付浮体構造物や波力発電装置の最適設計に用いる流体計算手法においては，自由表面を持った流体中にある任意の浮体形状やフィン形状を考慮でき，フィンや浮体の角部周辺から生じる渦の生成，拡散等の粘性影響を正確に表現できることが求められる．しかし，従来のポテンシャル理論を用いた計算では，付加物の影響の正確な評価や浮体の共振点での挙動の再現は困難である．

このような目的に適した手法として渦法が挙げられる．渦法は，粘性流体を対象とした解析法で，流場の連続的な渦度分布を多数の微小渦要素によって離散的に表し，渦度方程式を数値的に解いて，流れに乗った渦要素の移動と拡散を追跡することにより，流場の時間的変化を計算するもので，任意の物体形状に適用可能で，計算境界の移動・変形を自在に取り扱うことができ，空間に格子形成を必要としない等の利点を持つ<sup>1)</sup>．渦法は近年著しい発展をみせており，特に，渦の粘性拡散の表現については，確率論的に取り扱う Random-Walk 法<sup>2)</sup>の他，決定論的な手法として，Resampling 法，PSE 法，Redistribution 法，Core-Spreading 法など，様々な方法が提案されている．この内，Core-Spreading 法は，近年，さらに高度化され，物体近傍での渦の生成と拡散を詳細に表す手法<sup>2)3)4)</sup>が提案されている．

渦法の自由表面を持つ波浪問題への適用例としては、Yeung らの一連の研究と Lin らの研究がある。Yeung ら<sup>5)6)</sup>は、流れ関数と渦度で表された粘性流体の基礎式をベースに、渦の粘性拡散に Random-Walk 法を用い、複素変数境界要素法で求められるポテンシャル波浪場に、渦による流れを重畳して、半没水鉛直板の 2 次元強制 Roll 運動、小規模フィン付き浮体の 2 次元強制 Roll 運動や自由減衰の計算を行っている。しかし、物体表面に働く流体圧力の計算には、完全流体の無渦運動の基礎式から得られる“拡張されたベルヌーイの式”を用いており、この式の粘性流体への適用は疑問が残る。事実、物体に働く流体力に関する計算値については、実験結果と一致しない部分がある。

一方、Lin ら<sup>7)8)</sup>は、流速と渦度で表された粘性流体の基礎式をベースに、渦の粘性拡散に Core-Spreading 法を用い、物体に働く流体圧力は粘性流体の基礎式から得られた“総エネルギーに関する境界積分方程式”により求めており、Yeung らの方法より高精度な手法で計算を行っている。しかし、適用対象は水底に固定された 2 次元没水矩形構造物の問題で、浮体構造物への適用は行われておらず、固定構造物に働く流体力計算結果と実験結果との比較も行われていない。このように、渦法で浮体構造物を扱ったのは Yeung らの研究のみであるが、渦の粘性拡散の計算方法や、物体に働く流体圧力の計算方法に課題が残されている。さらに、係留浮体の問題に渦法を適用した研究例はない。

本研究では、従来の渦法研究で波浪問題を扱った Yeung らの手法を、近年得られた渦法に関する研究成果を取り入れながら発展させ、①フィン等の付加物による浮体構造物の動揺低減効果、②浮体構造物の運動の入射波浪との共振状態での挙動、を精度よく評価できる、渦法による浮体構造物の非線形波浪中挙動解析法を開発することを目的とする。渦の粘性拡散について、渦法を用いた浮体の動揺問題では適用例のない Core-Spreading 法を用い、渦度の導入には、近年提案された物体近傍での渦の生成と拡散を表す手法を適用する。物体に作用する流体圧力は、粘性流体の基礎式から得られる“総エネルギーに関する境界積分方程式”により求める。本計算手法を、没水平板の 2 次元強制振動問題、各種形状の浮体構造物の 2 次元波浪中挙動および浮体式振動水柱型波力発電装置の発電性能評価に適用し、計算結果と実験結果を比較することにより、計算手法の有効性について検証を行う。

## 2. 渦法計算手法

### 2.1 渦法の基礎方程式

2 次元粘性流体の基礎式を渦度と流れ関数で表すと次のようになる。

$$\frac{D\xi}{Dt} = \frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial y} = \nu \nabla^2 \xi \quad (1)$$

$$\nabla^2 \psi = -\xi \quad (2)$$

ここで、 $u$  は  $x$  方向流速、 $v$  は  $y$  方向流速、 $\xi$  は渦度、 $\psi$  は流れ関数、 $\nu$  は動粘性係数、 $t$  は時間である。

式(1)の渦度方程式は、Fractional step 法を用いて、以下の Convection step と Diffusion step

の 2 つの式に分離する.

i) Convection step

$$\frac{D\xi}{Dt} = \frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

ii) Diffusion step

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \nu \nabla^2 \xi \quad (4)$$

式(3)は, 渦度が局所流速によってラグランジュ的に移流し, その渦強さは変化しないことを表しており, 非粘性流体の移流方程式に対応する. 式(4)は, 渦度に関する 2 次元の拡散方程式を表している. 渦法の具体的な計算は, 一つの時間ステップの前半に **Convection step** の計算を行い, 後半に **Diffusion step** の計算を行う. **Convection step** では, 流れに関して与えられた境界条件の下で式(3)と式(2)を, 複素速度ポテンシャルをベースにした境界要素法を用いて解くが, 流れ関数  $\psi$  は, 次式のように非回転成分に対応する流れ関数  $\psi_h$  と, 回転成分に対応する流れ関数  $\psi_v$  に分解して計算を行う.

$$\psi = \psi_v + \psi_h \quad (5)$$

式(5)を式(2)に代入して次式が得られる.

$$\nabla^2 \psi_v = -\xi \quad (6)$$

$$\nabla^2 \psi_h = 0 \quad (7)$$

**Diffusion step** では, 式(4)のみを解く.

## 2.2 粘性拡散の表現方法と渦度の導入方法

本論文では, 係留浮体の問題に適用例がある **Random-Walk** 法と, 適用例が無い **Core-Spreading** 法の 2 つの方法を, 2 次元波浪問題に適用して具体的な計算を行う.

Chorin<sup>9)</sup>は, **Diffusion step** の計算で, 式(4)の拡散方程式の解法に **Random-Walk** 法を用いる方法を提案している. この方法では, 渦の粘性拡散現象を分子のブラウン運動に対応させ, 渦要素の移流に乱数によるランダムウォークを  $x$ ,  $y$  方向の両方向に 1 次元的に, 独立に加える. 式(4)に示す 2 次元の拡散方程式に対応した,  $x$  方向の 1 次元拡散方程式の解は, 渦シートの渦強さを  $\Gamma_0 / \Delta l$  とおくと次式で表される.

$$\xi(x; t) = \frac{\Gamma_0 / \Delta l}{\sqrt{4\pi\nu t}} \exp\left\{-\frac{(x - x_m)^2}{4\nu t}\right\} \quad (8)$$

これは, 平均値 0, 標準偏差  $\sqrt{2\nu t}$  のガウス分布を持つ確率密度関数を表す. 従って, 時間ステップを  $\Delta t$  とすると,  $\Delta t$  後の渦 **blob** の位置は次式で表される.

$$\mathbf{X}_m(t + \Delta t) = \mathbf{X}_m(t) + (\eta_x, \eta_y) \quad (9)$$

ここで,  $\mathbf{X}_m(t + \Delta t)$  は時刻  $t + \Delta t$  での渦 **blob** 位置,  $\eta_x$ ,  $\eta_y$  はそれぞれ, 平均 0, 標準偏差  $\sqrt{2\nu\Delta t}$  のガウス分布を持つ  $x$ ,  $y$  方向への 1 次元ランダムウォークである.

Core-Spreading 法は, Leonard<sup>10)</sup>により提案された手法で, 渦要素コアの拡大で渦の粘性拡散が表現される. 2次元極座標系を用いて,  $m$  番目の渦 blob による渦度場を  $\xi_m$  とすると, 渦 blob による渦分布は渦要素コア  $\varepsilon_m(t)$  を用いて次のように表される.

$$\xi_m(r) = \frac{\Gamma_m}{\pi \cdot \varepsilon_m(t)^2} \exp\left(-\frac{r^2}{\varepsilon_m(t)^2}\right) \quad (10)$$

また, 粘性拡散を表現する渦要素コア  $\varepsilon_m(t)$  の増大率は次式で与えられる.

$$\frac{d\varepsilon(t)}{dt} = \frac{2\nu}{\varepsilon(t)} \quad (11)$$

物体表面からの渦度の導入方法について, 物体の平面部, 角部の両方からの渦度の導入を評価できるように, 両モデルを併用する方法を提案する. 物体の平面部からの渦度の導入法として, 以下に示す3つのモデルについて比較検討を行う.

- ①渦面要素モデル<sup>11)</sup>: Random-Walk 法に基づき物体近傍の渦度場を速度せん断層で表現
  - ②仮想境界層モデル<sup>12)</sup>: Core-Spreading 法に基づき, 物体近傍の渦度を複数の渦層に分割
  - ③渦層モデル<sup>13)</sup>: Core-Spreading 法に基づき, 物体表面に一定強度の渦度一層を分布
- 物体の角部からの渦度の導入には Lewis<sup>14)</sup>に提案されている Vorticity shedding 法を用いる.

### 2.3 流れ関数の計算

$\psi_h$  の解を得るために, 複素速度ポテンシャル  $\beta_h$ ,  $\beta_v$  を導入する.

$$\beta_h = \phi_h + i\psi_h \quad (12)$$

$$\beta_v = \phi_v + i\psi_v \quad (13)$$

ここで,  $\phi_h$  は非回転成分に対応する速度ポテンシャル,  $\phi_v$  は回転成分に対応する速度ポテンシャル,  $i$  は虚数単位である.  $\beta_v$  は渦 blob の持つ循環と配置から次式で表される.

$$\beta_v = -\sum_{m=1}^N \frac{i\Gamma_m}{2\pi} \ln(\mathbf{X} - \mathbf{X}_m) \quad (14)$$

$\beta_h$  の解を得るため, 次式で表されるコーシーの積分公式を, 複素変数境界要素法を用いて解く.

$$\beta_h(\mathbf{X}) = \frac{1}{2\pi i} \int_D \frac{\beta_h(\zeta)}{\zeta - \mathbf{X}} d\zeta \quad (15)$$

ここで,  $D$  は境界を表し,  $\zeta$  は境界  $D$  上の点である. 複素境界要素法の計算に双量倒置法<sup>15)</sup>を用いる. 式(15)を線形要素で離散化することで, 各節点において次式に示す速度ポテンシャルおよび流れ関数に関する方程式が得られる.

$$\begin{aligned} 2\pi\phi_h(\zeta_k) = & \ln \left| \frac{\zeta_{k+1} - \zeta_k}{\zeta_{k-1} - \zeta_k} \right| \psi_{h,k} + (2\pi - \theta_k) \phi_{h,k} \\ & + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k-1 \\ j \neq k}}^N \{ \text{Re}[H_j] \psi_{h,j+1} + \text{Im}[H_j] \phi_{h,j+1} - \text{Re}[I_j] \psi_{h,j} - \text{Im}[I_j] \phi_{h,j} \} \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned}
-2\pi\psi_h(\zeta_k) = & \ln \left| \frac{\zeta_{k+1} - \zeta_k}{\zeta_{k-1} - \zeta_k} \right| \phi_{h,k} - (2\pi - \theta_k) \psi_{h,k} \\
& + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq k-1 \\ j \neq k}}^N \{ \operatorname{Re}[H_j] \phi_{h,j+1} - \operatorname{Im}[H_j] \psi_{h,j+1} - \operatorname{Re}[I_j] \phi_{h,j} + \operatorname{Im}[I_j] \psi_{h,j} \}
\end{aligned} \tag{17}$$

ここで、 $\theta_k$  は節点 $\zeta_k$ における内角である。 $H_j$ と $I_j$ は以下のように定義される。

$$H_j = \frac{\zeta_k - \zeta_j}{\zeta_{j+1} - \zeta_j} \ln \frac{\zeta_{j+1} - \zeta_k}{\zeta_j - \zeta_k}, \quad I_j = \frac{\zeta_k - \zeta_{j+1}}{\zeta_{j+1} - \zeta_j} \ln \frac{\zeta_{j+1} - \zeta_k}{\zeta_j - \zeta_k} \tag{18}$$

双量倒置法では、与えられた境界条件のもとで、速度ポテンシャルに関する節点式(16)と、流れ関数に関する節点式(17)を連立して、解くため、どちらか一方を用いる一般的な計算方法と比べて計算精度が高いと考えられる。

## 2.4 物体に作用する圧力の計算

Uhlman<sup>16)</sup>によって提案された、粘性流体の基礎式から導かれた“総エネルギーに関する境界積分方程式”を解くことで、物体表面に作用する圧力を求める。境界上の節点 $i$ で、次の積分方程式が成り立つ。

$$\begin{aligned}
\theta_i B(\mathbf{X}_i; t) + \int_C B(\zeta; t) \frac{\partial}{\partial n} \left( \ln \frac{1}{r_{i\zeta}} \right) dC_\zeta \\
= - \int_C \left[ a_n \left( \ln \frac{1}{r_{i\zeta}} \right) + \nu \frac{\mathbf{r}_{i\zeta} \cdot (\mathbf{n} \times \boldsymbol{\xi})}{r_{i\zeta}^2} \right] dC_\zeta + \iint_A \frac{\mathbf{r}_{i\zeta} \cdot (\mathbf{u} \times \boldsymbol{\xi})}{r_{i\zeta}^2} dA_\zeta
\end{aligned} \tag{19}$$

ここで、 $\theta_i$ は節点 $i$ における内角、 $\partial/\partial n$ は境界上での法線方向微分、 $\mathbf{u}$ は流速ベクトル、 $\boldsymbol{\xi}$ は渦度ベクトル、 $\zeta$ は流体領域内もしくは境界上の位置、 $\mathbf{n}$ は境界上での法線方向ベクトル、 $C_\zeta$ は境界、 $A_\zeta$ は流体領域内を表す。 $B$ 、 $a_n$ 、 $r_{i\zeta}$ 、 $\mathbf{r}_{i\zeta}$ はそれぞれ次式で与えられる。

$$B = \frac{p}{\rho} + gy + \frac{1}{2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} \tag{20}$$

$$a_n = \mathbf{n} \cdot \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \tag{21}$$

$$r_{i\zeta} = |\mathbf{r}_{i\zeta}| = |\mathbf{X}_i - \boldsymbol{\zeta}| = \{(x_i - \zeta_1)^2 + (y_i - \zeta_2)^2\}^{1/2} \tag{22}$$

ここで、 $p$ は圧力である。式(19)において、未知数は $B$ あるいは $a_n$ であり、どちらか一方の既知数が境界条件として与えられる。

## 3. 水面のない一様流中における2次元円柱周りの計算

### 3.1 計算条件

渦度の粘性拡散の表現方法と、滑らかな物体表面から流体領域への渦度の導入モデルに

よる計算精度の検証を行うため、一様流中における 2 次元円柱周りの流れの計算を実施する．一様流速を  $U_\infty$ 、円柱の直径は  $D$  とし、円柱の中心を原点とする (Fig.2)．ここでは、後流の流速について実験<sup>17)</sup>が行われている  $Re=3000$  および  $Re=9500$  について計算を実施して、渦法により物体表面からの渦度の生成と移流、拡散を求め、後流の流速分布についての実験結果と比較を行う．ここで、 $Re (=U_\infty D/\nu)$  はレイノルズ数で、無次元時間を  $T^* = U_\infty/D \cdot t$  と定義し、 $T^*=0$  で流体領域内に渦なしの状態として計算を開始する．円柱表面の節点数は 80 で、計算の時間ステップは  $\Delta T^*=0.025$  とする．

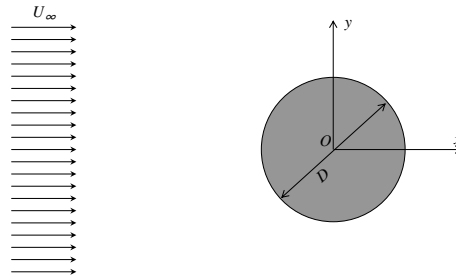


Fig.2 Definition sketch of uniform flow past a circular cylinder

### 3.2 円柱後流の流速についての実験結果と計算結果の比較

円柱下流側の中心線上における  $x$  軸方向の流速について、渦度導入方法が異なる下記の 3 つのモデルによる計算結果と実験結果の比較を Fig.3, 4 に示す．

Method①：渦面要素モデル (Random-Walk 法, 物体近傍の渦度場を速度せん断層に置換)

Method②：仮想境界層モデル (Core-Spreading 法, 物体近傍の渦度を複数の渦層に分割)

Method③：渦層モデル (Core-Spreading 法, 物体表面に一定強度の渦度一層を分布)

Fig.3, 4 より、従来の研究で浮体の動揺問題に適用されてきた Random-Walk 法に基づく手法よりも、Core-Spreading 法をベースに、円柱表面からの渦度の導入に仮想境界層モデルや渦層モデルを用いる方が良好な結果が得られることがわかる．仮想境界層モデルと渦層モデルを比較すると、仮想境界層モデルは物体表面を多数の渦層に分割する必要があるのに対して、渦層モデルは、渦層一層のみが与えられるため、取り扱いが容易で、フィン付き浮体のような複雑な形状の物体に適用し易いと結論付けることができる．よって、以降の計算では渦の粘性拡散には Core-Spreading 法を用い、物体の滑らかな表面からの渦度の導入には渦層モデルを用いるものとする．

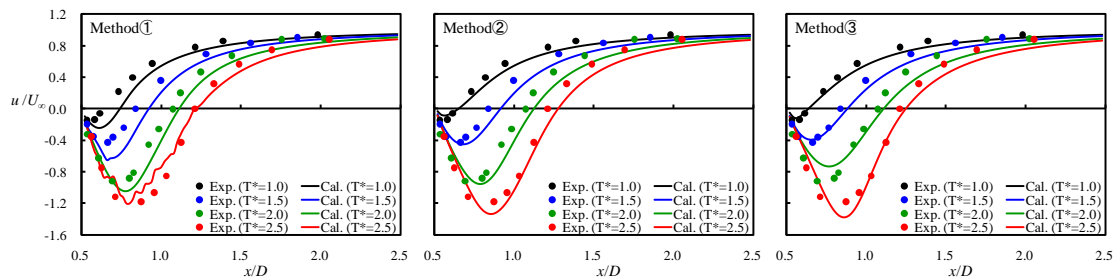


Fig.3 Calculated and measured wake velocity ( $Re=3000$ )

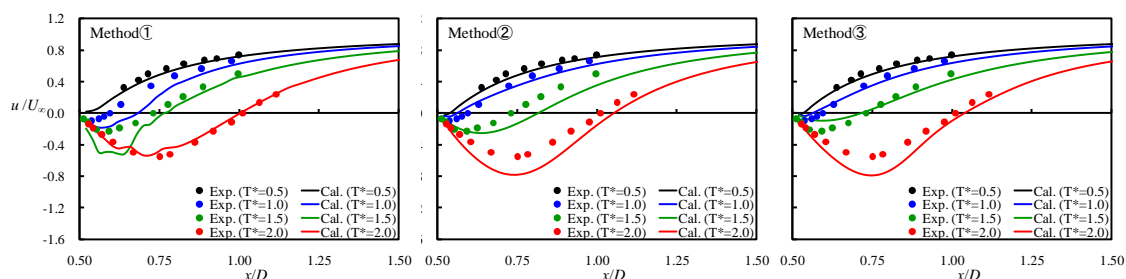


Fig.4 Calculated and measured wake velocity ( $Re=9500$ )

## 4. 自由表面下で強制振動する平板に作用する流体力

### 4.1 計算条件

本計算手法を、自由表面下で鉛直方向に強制振動するフィンを模擬した没水平板の 2 次元問題に適用、対応する水槽実験を実施して、計算結果と実験結果を比較することで、フィン等の付加物に作用する流体力の計算精度の検証を行う。ここでは、渦法および角部からの渦度の導入モデル (Vorticity shedding モデル) の有効性について検討するため、以下の 3 ケースの計算を実施する。

Method①：渦法；渦度の導入＝平面部（渦層モデル）のみ

Method②：渦法；渦度の導入＝平面部（渦層モデル）＋角部（Vorticity shedding モデル）

Method③：非粘性流体による計算（渦度の導入なし）

### 4.2 計算結果

平板の振動周期 1.0sec での、平板に作用する時系列の鉛直方向流体力を Fig. 5 に示す。図中の実験結果は、検力計での時系列の計測データを、 $\sin$  関数に当てはめ、最小二乗近似値により振幅と位相を求めたものである。 $T^*=0$  で流体は静止状態として、没水深度 15cm から平板の振動を開始した。計算開始時は平板を緩やかに振動させ、 $T^*=3.5$  で定常振動周期  $T$  となるように、徐々に平板の振動速度を増加させた。

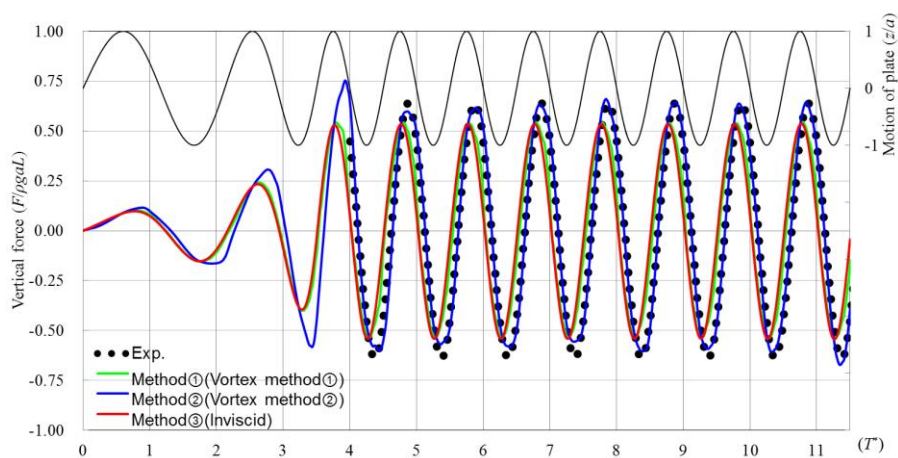


Fig.5 Time series of vertical forces acting on the plate ( $T=1.0\text{sec}$ )



計算開始から振動速度の増加に伴い、鉛直方向流体力の振幅も増加していき、 $T^*=4.0$ 以降で流体力の振幅はほぼ一定になっている。Method①（平面部からのみ渦度を導入）と Method③（非粘性）の結果に大差はなく、実験結果とは位相、振幅共に差異が生じている。一方、平面部からの渦度の導入モデルと角部からの渦度の導入モデルを併用する Method②の結果は、位相、振幅ともに実験結果とよく一致しており、本計算法の有効性が確認された。

## 5. 各種形状の浮体構造物の波浪中挙動解析

### 5.1 計算条件

Fig.6, 7に示す円形、矩形、三角形の係留浮体の非線形波浪中における2次元動揺問題に本計算手法を適用し、実験結果<sup>18)19)</sup>と比較することで浮体運動の計算精度について検証を行う。ここでは、渦法計算（Method①）の有効性を確認するため、非粘性流体（Method②）による計算も併せて実施する。

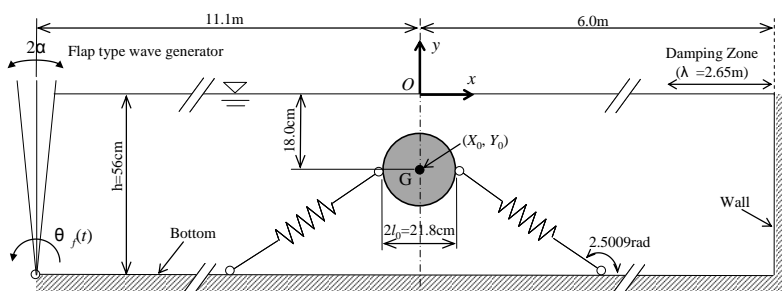


Fig.6 Dimension for the cylindrical floating body

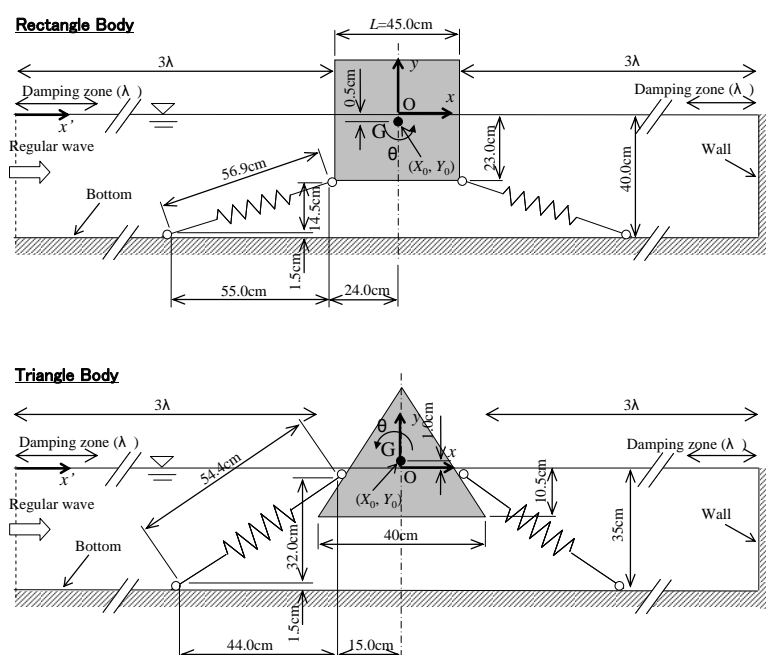


Fig.7 Dimensions for the rectangle and triangle floating body

円形浮体の計算では、実施された実験と同様に、計算においてもフラップ式造波装置を用いて造波し、造波開始から波がシリンダーに到達するまでの時間も含めた浮体運動の時系列について、計算結果と実験結果の比較を行う。円形浮体表面からの渦度の導入には渦層モデルのみを考慮し、角部は存在しないため Vorticity shedding モデルとの併用は行わない。

矩形および三角形浮体の計算では、計算開始時刻  $t=0$  で流体は静止状態とし、片方の境界から規則波を入射させる。渦度の導入について、浮体の没水部に角部が存在するため、浮体表面の直線部に用いる渦層モデルと、角部からの渦の導入に用いる Vorticity shedding モデルを併用する。

## 5.2 円形浮体の計算結果

円形浮体の水平、鉛直変位の時系列について実験結果<sup>18)</sup>と計算結果を比較した。水平変位の時系列を Fig.8 に示す。図の縦軸は、シリンダーの重心位置について、初期位置( $X_0, Y_0$ )からの変位をシリンダーの半径  $l_0$  で無次元化したものである。時刻  $T^*$  ( $=t/T$ ;  $T$  は造波板周期)  $\approx 3.0$  頃にシリンダー位置に波が到達し、シリンダーは緩やかに運動を開始する。時刻 5.0 以降で浮体は大きく変位している。Method①, ②による計算結果ともに、浮体の運動開始時刻や運動の振幅、位相について実験結果と概ね一致している。本ケースでは、渦法による渦の生成と拡散を考慮しなくとも精度よく浮体の運動を再現できる結果となった。

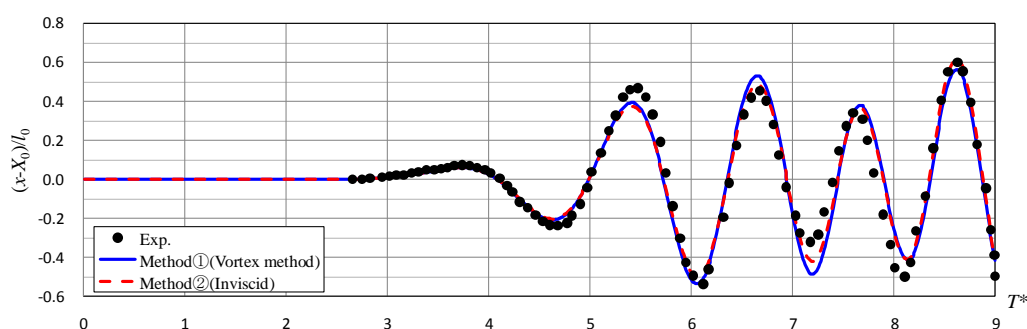


Fig.8 Calculated and measured time history of surge motion

## 5.3 矩形および三角形浮体の計算結果

矩形浮体の運動の振幅について、計算値と実験値<sup>19)</sup>を比較した結果、Surge, Heave, Pitch ともに Method①, ②の結果と実験値が概ね一致した。Heave の結果を Fig.9 に示す。無次元周波数  $\omega^2 h/g$  が 1.以下のケースで、Method① (Vortex method) で求めた振幅が Method② (Inviscid) で求めた振幅よりやや小さくなっており、渦の影響による Heave 運動の減衰が表れていると考えられるが、それ以外は、両計算結果にほとんど差が生じていない。

次に、三角形浮体の運動の振幅について、計算値と実験値<sup>19)</sup>を比較した結果、Heave, Pitch の共振点付近で、Method② (Inviscid) による結果と実験値に大きな誤差が生じた。Pitch の結果を Fig.10 に示す。一方で、Method① (Vortex method) による結果は、Method②で実験結果と一致していないケースにおいても、良好な結果が得られており、渦法を用いること

で，固有周期付近における粘性減衰の影響を精度よく評価できることが確認された．

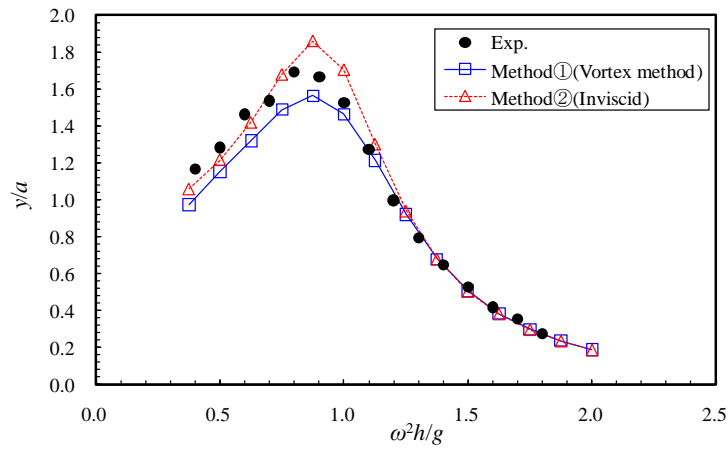


Fig.9 Measured and calculated heave amplitude of the rectangle floating body

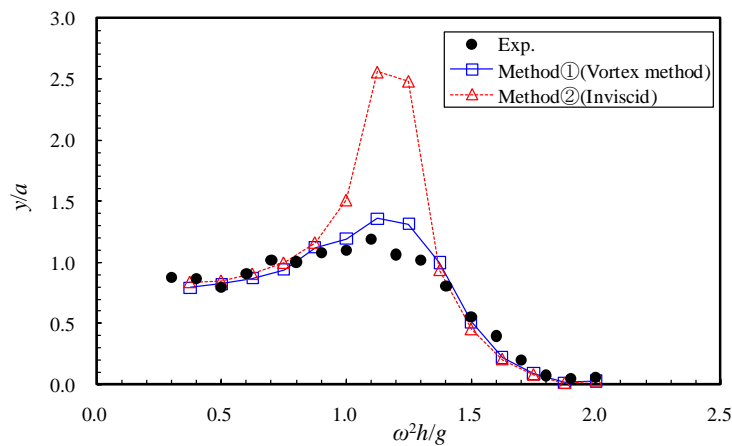


Fig.10 Measured and calculated heave amplitude of the triangle floating body

## 6. 浮体式振動水柱型波力発電装置の運動解析への渦法の適用

### 6.1 計算条件

浮体式振動水柱型波力発電装置“後ろ曲げダクトブイ（BBDB）”の性能評価に対する本計算手法の有効性を検証するため，本計算手法を BBDB の 2 次元動揺問題に適用する (Fig.11)．BBDB は浮体部 (Floating Body)，水中ダクト (Water column)，空気室 (Air chamber) で構成される．空気室の天端にはノズルが設けられており，空気が出入りする構造になっている．計算では，浮体の運動の他，空気室内の圧力および水面変位，波パワーから空気パワーへの変換効率についても求める．渦度の導入について，BBDB の没水部に多数の角部が存在することから，浮体表面の直線部に用いる渦層モデルと，角部からの渦の導入に用いる Vorticity shedding モデルを併用する．また，ここでは，渦法計算 (Method①) の有効性を確認するため，非粘性流体 (Method②) による計算も併せて実施する．

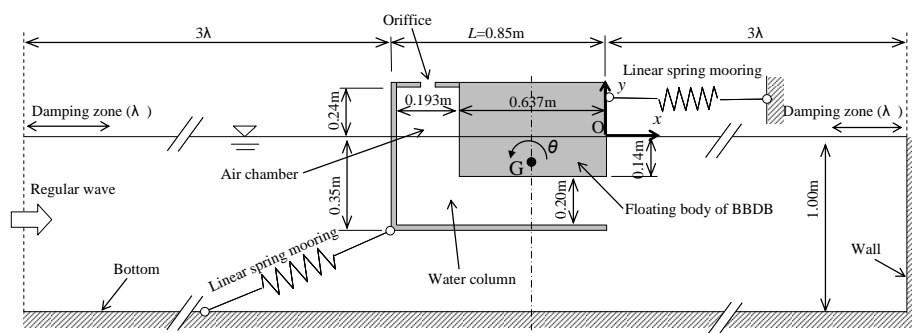


Fig.11 Calculation domain for BBDB

## 6.2 計算結果

浮体運動の振幅について計算結果と実験結果<sup>20)</sup>を比較したところ、Heave や Pitch の共振点が  $\lambda/L=4\sim5$  にあり、Method②（非粘性流体）では Pitch の振幅が実験値と比べ過大になったが、Method①（渦法）では良好な結果が得られた。Pitch の結果を Fig.12(a)に示す。空気室内の水面変位、圧力および1次変換効率についても、Method①（渦法）では浮体の共振周波数付近の条件において実験値と近い結果が得られた。空気室内の圧力の比較を Fig.12(b)に示す。以上から、本計算手法は、BBDB のように多くの角部を有し、水中ダクトの外側で大きな渦が発生するような浮体構造物の設計ツールとしても有効であることが確認された。

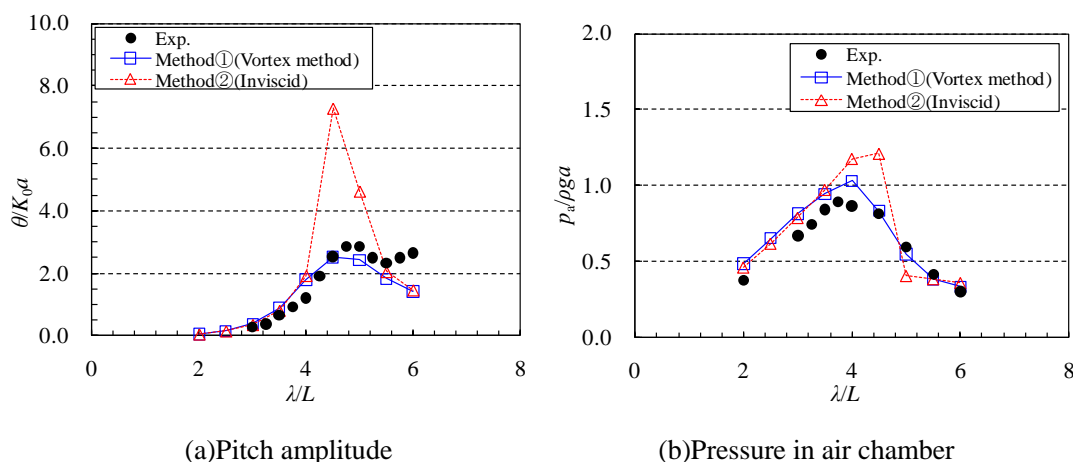


Fig.12 Calculated and measured results of “BBDB”

## 7. 結論

従来の計算法では推定が困難であった ①フィン等の付加物による浮体構造物の動揺低減効果、②入射波と共振状態の浮体運動や振動水柱の挙動等、浮体構造物の運動に関する流体の粘性影響を精度よく評価できる、渦法による浮体構造物の非線形波浪中挙動解析手法を提案した。

提案した計算手法を、没水平板の2次元強制振動に適用して、計算結果を実験結果と比較することにより、本手法によりフィン等の付加物に作用する流体力を精度よく計算でき

ることを確認した。また、各種形状の浮体構造物の 2 次元波浪中挙動および浮体式振動水柱型波力発電装置の発電性能評価に適用し、計算結果を実験結果と比較することで、従来の計算手法で推定が困難であった浮体構造物の共振点での挙動を精度よく評価でき、複雑な浮体形状にも適用できる汎用的な浮体運動計算手法であることを示した。

## 参考文献

- 1) 小林敏雄編著：“数値流体力学ハンドブック”，丸善，pp.199-205, 2003.
- 2) 太田聖子，亀本喬司：渦法における工学的適用性の向上に関する研究，日本機械学会論文集中（B 編），70 巻 698 号，pp.2491-2498, 2004.
- 3) 磯良行，亀本喬司：渦法と粒子追跡法による固液二相流解析の内部流への適用，日本機械学会論文集中（B 編），71 巻 711 号，pp.2671-2678, 2005.
- 4) 今村博，竹崎大輔，長谷川豊，菊山功嗣：渦法における渦度再分配法を併用した高精度渦要素導入法の開発，ながれ，24，pp.431-442, 2005.
- 5) Yeung, R. W. and Cermelli, C. A. : “Vortical flow Generated by a plate rolling in a free surface”, *Free Surface Flow with Viscosity*, Advances in Fluid Mechanics, vol. 16, 1998.
- 6) Yeung, R. W. : “Fluid Dynamics of Finned Bodies”, Proc of Int. Offshore and Polar Eng. Conf., ISOPE, pp. 1-11, 2002.
- 7) Lin M.-Y. and Huang L.-H. : “Vortex shedding from a submerged rectangular obstacle attacked by a solitary wave”, J. Fluid Mech., vol. 651, pp. 503-518, 2010.
- 8) Lin M.-Y. and Huang L.-H. : “Numerical simulation of wave-structure interaction using a Lagrangian vortex method”, Ocean Eng. 44, pp. 11-22, 2012.
- 9) Chorin, A. J. : “Numerical study of slightly viscous flow”, J. Fluid Mech. 57-4, pp.785-796, 1973.
- 10) Leonard, A. : “Vortex methods for flow simulation”, J. Computational Physics 37, pp.289-335, 1980.
- 11) Chorin, A. J. : “Vortex Sheet Approximation of Boundary Layers”, J. Computational Physics 27, pp.428-442, 1978
- 12) 竹崎大輔：“渦理論による水平軸風車周り粘性流れ解析のための基礎研究（渦法における壁面渦度再分配法の開発）”，名古屋大学博士論文，2008.
- 13) 磯良行：“渦理および粒子追跡法の内部流れ混相流解析への適用”，横浜国立大学博士論文，2007.
- 14) Lewis, R. I. : Surface Vorticity Modeling of Separated Flows from Two-Dimensional Bluff Bodies of Arbitrary Shape, J. Mechanical Engineering Science, 23-1, pp.1-12, 1981.
- 15) 佐藤光三：“ポテンシャル流れの複素変数境界要素法”，培風館. 2002.
- 16) Uhlman, J. S. Jr. : “An Integral Equation Formulation of the Equations of Motion of an Incompressible Fluid”, Naval Undersea Warfare Center Division Newport, Rhode Island, Technical Report, 10,086, 1992.

- 17) Bouard, R. and Coutanceau, M. : The early stage of development of the wake behind an impulsively started cylinder for  $40 < Re < 10^4$ , J. Fluid Mech., 101-3, pp.583-607, 1980.
- 18) 井島武士, 永田修一, 小山文男 : “水中係留物体の非定常有限振幅運動の解析”, 海岸工学講演会論文集, 第 29 回, pp.525-529, 1982.
- 19) 井島武士, 吉田明德, 山本督夫 : 任意断面浮体の 2 次元係留運動と波の変形, 土木学会論文報告集, 第 272 号, pp.53-63, 1978.
- 20) 永田修一, 豊田和隆, 今井康貴, 瀬戸口俊明, 中川寛之 : “浮体式振動水柱型波力発電装置の一次変換性能評価法の開発 – 第 1 報 周波数領域での 2 次元問題解析法 –”, 日本船舶海洋工学会論文集, 第 14 号, pp.123-133, 2011.
- 21) 大窪慈生, 永田修一, 今井康貴, 豊田和隆, 新里英幸 : “渦法による浮体構造物の非線形波浪中挙動解析法の開発 – 第 1 報 : 自由表面下で振動する物体に働く流体力 –”, 日本船舶海洋工学会論文集, 第 16 号, pp.49-58, 2012.